УДК 519.642.6:519.688+53.07:535:53.088:53.087.5

ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

И.А. Амелюшкин

Аннотация

Предложен новый критерий скоростной неравновесности двухфазного потока. Найдены области с различной степенью скоростной неравновесности фаз двухфазного потока в пространстве его характеристик. Разработан численный алгоритм восстановления скорости и других параметров потока по полю скорости движения в нем частиц. Развита физико-математическая модель поведения зондирующего излучения вблизи обтекаемого тела. Разработан метод решения обратной задачи восстановления распределения по размерам массовой концентрации частиц полидисперсного потока в пространстве вблизи обтекаемого тела. Предложена новая оптическая система для разворота излучения в поток параллельных лучей лазерной плоскости.

Ключевые слова: (двухфазный поток, скоростная неравновесность, обратные задачи, устойчивость решения, поглощение и рассеяние света частицами, лазерная плоскость)

1. Введение

При исследовании потоков жидкости и газа особое место занимают оптические методы измерения скорости такие, как лазерные допплеровские измерители скорости [1] и методы измерения полей скорости потоков по изображениям частиц (PIV – Particle Image Velocimetry [2] и др.). Скорость газа определяется косвенно по скорости светорассеивающих (трассирующих) частиц, естественно присутствующих в потоке или специально в него введенных. При этом, как правило, используют предположение о том, что скорость частиц совпадает со скоростью несущей фазы потока. В настоящей работе определены характеристики потока, при которых такое предположение оправдано; предложен новый критерий скоростной неравновесности двухфазного потока и разработан алгоритм решения обратной задачи, заключающийся в восстановлении полей скорости и других характеристик потока по полю скорости движения в нем частиц. В ряде практических задач исследования существенно неравновесных по скорости фаз многофазных потоков алгоритм восстановления полей скорости несущей фазы по полю скорости дисперсной фазы может также быть существенно полезен.

Вторая часть посвящена решению обратной задачи плоскостной лазерной нефелометрии – восстановлению полей концентрации (массовой, объемной и счетной) дисперсной фазы аэрозольного потока при зондировании последнего лазерной плоскостью [3, 4].

В качестве предшествующего опыта математического сопровождения экспериментов с лазерным допплеровским измерителем скорости и плоскостной лазерной нефелометрии можно указать, например, работы [4–8], в которых учтено, в частности, запаздывание капель в сжатом слое и бугеровское ослабление интенсивности рассеянного света по мере проникновения лучистой энергии в облако частиц. Развитые в них алгоритмы можно использовать в качестве подпрограмм при решении обратных задач бесконтактной диагностики двухфазных потоков оптическими методами.

2. Новый критерий скоростной неравновесности двухфазного потока

Одним из наиболее часто употребляемых критериев скоростной неравновесности дисперсного потока является число Стокса, характеризующее весь поток в целом. Тем не менее, даже при малых числах Стокса, равное отношению времени релаксации частиц в потоке (рассчитанных по характерному размеру обтекаемого) в пространстве могут иметь место области, в которых скорость дисперсной фазы существенно отличается от скорости несущей среды. Цель данного раздела настоящей работы – найти параметр подобия, с помощью которого можно найти такие области.

Будем считать, что движение частицы в несущем потоке описывается известным уравнением Бассе-Буссинеска-Озеена:
$m_p \frac{d\vec{V_p}}{dt} = \frac{1}{2} C_D \pi a_p^2 \rho \mid \vec{V} - \vec{V_p} \mid (\vec{V} - \vec{V_p}) + \frac{4}{3}\pi a_p^3 \rho \frac{d\vec{V_p}}{dt} + \frac{2}{3}\pi a_p^3 \rho \frac{d(\vec{V}-\vec{V_p})}{dt} + 6a_p^3\sqrt{\pi\rho\mu}\int_{-\infty}^{t} \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \frac{d\vec{V_p}}{d\tau} d\tau + \Sigma\vec{F}$

Здесь m_p – масса частицы, a_p – ее радиус. ρ - плотность несущего частицу потока, μ - динамическая вязкость несущей среды, $\vec{V}$ – скорость потока, $\vec{V_p}$ – скорость частицы, t – время, C_D – коэффициент сопротивления частицы, зависящий от режима ее обтекания. Первый член в правой части уравнения соответствует силе аэродинамического сопротивления, второй силе Архимеда, третий - силе, обусловленной наличием "присоединенной массы четвертый - "наследственной"силе Бассе, $\Sigma\vec{F}$ - силы, приложенные со стороны внешнего потенциального поля.

Для движения частиц в газе это уравнение упрощается, поскольку плотность газа на три порядка меньше плотности частиц и, соответственно, последние три силы в данном уравнении много меньше силы аэродинамического сопротивления, следовательно $m_p \frac{d\vec{V_p}}{dt} = \frac{1}{2} C_D \pi a_p^2 \rho \mid \vec{V} - \vec{V_p} \mid (\vec{V} - \vec{V_p})$ Учитывая, что $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{V_p} \cdot \vec{\bigtriangledown})$ и выразив массу шаровой частицы через её плотность ρ_p и радиус a_p, перепишем уравнение движения частицы в следующем виде $\frac{d\vec{V_p}}{dt} = \frac{\partial \vec{V_p}}{\partial t} + (\vec{V_p} \cdot \vec{\bigtriangledown})\vec{V_p} = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{a_p} \mid \vec{V} - \vec{V_p} \mid (\vec{V} - \vec{V_p})$ Обозначим $\vec{V} - \vec{V_p} = \vec{V^*}$; Тогда

$$\frac{d\vec{V_p}}{dt} = ((\vec{V} - \vec{V^*}) \cdot \vec{\bigtriangledown})(\vec{V} - \vec{V^*}) = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{a_p} \mid \vec{V^*} \mid (\vec{V^*}) \tag{1}$$

Обозначим составляющие скорости $\vec{V^*}$ $V_i^* = \alpha_i V_i$; Здесь $i = \overline{1,3}$. $\mid \vec{V^*} \mid = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} [V_i(1-\alpha_i)]^2}$ Проектируя уравнение (1) на оси координат, и, обозначив $\frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{a_p} \mid \vec{V^*} \mid = \gamma$, имеем:

$$\frac{(1-\alpha_i)^2}{\alpha_i} \left(\sum_{j=1}^{3} \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) = \gamma \tag{2}$$

Заметим, что в частном случае, при малой скоростной неравновесности (стоксовом обтекании: $C_D = \frac{24}{Re_p} = \frac{12\mu}{|\vec{V^*}| a_p \rho_p}$) $\gamma = \frac{9}{2} \frac{\mu}{\rho_p} \frac{1}{a_p^2}$; Решая каждое из уравнение системы уравнений (2), учитывая что различие между скоростями частицы и несущей среды не превышает значение скорости потока (из двух решений физический смысл имеет только одно), перепишем систему уравнений (2) в следующем виде:
$\alpha_i = \left(1 + \frac{\gamma}{2}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1 + \sum_{j=1}^{3} \frac{\partial V_i}{\partial x_j}}{\left(1+\frac{\gamma}{2}\right)^2}} \right)$

Для скоростной неравновесности потребуем $\alpha = \sqrt{\sum_{i=1}^{3} \alpha_i^2} << 1$. Будем считать α критерием скоростной неравновесности двухфазного потока. Таким образом, получен новый критерий, характеризующий геометрические места пространства со скоростной неравновесностью дисперсного потока. Заметим, что коэффициент γ не зависит от скорости и плотности потока только при стоксовском режиме обтекания частицы - при малой степени скоростной неравновесности. В противном случае для определения α_i необходимо решить систему из трех нелинейных алгебраических уравнений (2), в которой число уравнений совпадает с числом неизвестных величин.

Таким образом, имея поля скорости, плотности и температуры несущей фазы двухфазного потока, можно определить геометрические места потока, в которых определена степень неравновесности последнего.

3. Оценки областей скоростной неравновесности в пространстве параметров двухфазного потока

Для оценки области параметров двухфазного потока, в которой дисперсная фаза находится в равновесии по скорости с несущей фазой потока, будем помещать в поток частицу с нулевой начальной скоростью и наблюдать за ее движением в несущем потоке. Характерные параметры двухфазного потока отражены в таблице 1.

Таблица 1. Связь характерных параметров аэрозольного потока с безразмерными параметрами подобия для несущего газа

№	Параметры подобия	Определение	Характеристики аэрозольного потока
1	Число Маха	$\mathrm{M} = \frac{V}{c}$	$V = \mathrm{M}\sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu_m}}$
2	Число Рейнольдса	$\mathrm{Re} = \frac{\rho V L}{\mu}$	$\rho = \frac{\mathrm{Re}\cdot\mu(T)}{V\cdot L} = \frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{M}} \frac{\mu(T)}{L} \sqrt{\frac{\mu_m}{\gamma RT}}$
3	Число Стокса	$\mathrm{Stk} = \tau_R \frac{V}{a} = \frac{8}{3} \frac{\rho_p}{\rho} \frac{1}{C_D}$	$\rho_p = \frac{3}{8} \rho C_D(a, \mathrm{Re}, \mathrm{M}, T)\mathrm{Stk}$
4	Число Струхаля	$\mathrm{Str} = \frac{\omega L}{V}$	$\omega = \frac{\mathrm{Str}\cdot V}{L} = \frac{\mathrm{Str}\cdot \mathrm{M}}{L} \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu_m}}$
5	Характерный размер	L	L
6	Радиус частицы	a	a
7	Температура потока	T	T

На рис. 1 показана область параметров двухфазного потока, в которой цвет означает отношение разности скорости частицы и потока к скорости потока. Видна немонотонная зависимость скоростной неравновесности от скорости потока. При этом, как и следовало ожидать, скоростная неравновесность двухфазного потока монотонно уменьшается с увеличением плотности несущей среды и с уменьшением радиуса частицы.

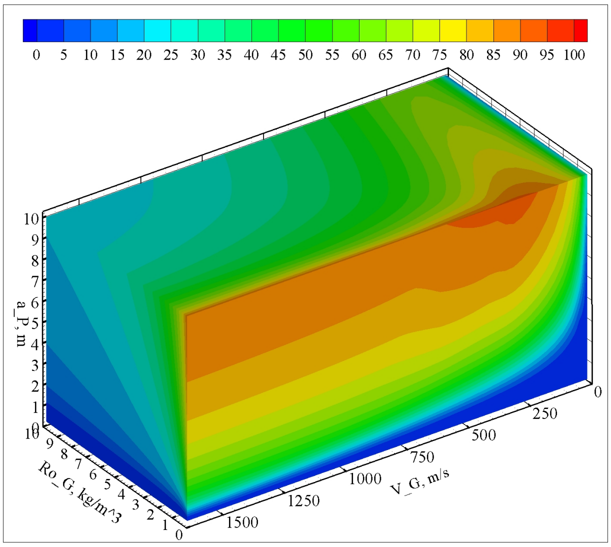

Рис. 1. Скоростная неравновесность двухфазного потока в пространстве основных его характеристик: скорость, плотность и радиус частицы

4. Восстановления параметров несущего газа по анализу поведения в нем частиц

Восстановление полей скорости несущего газа по анализу полей скорости частиц рассматривалось ранее в работах [9, 10]. Рассмотрим одномерное течение газа, в котором, зная поле скорости движущихся в газе частиц нужно определить поле скорости газа. При решении обратной задачи предполагается следующее:

1. Известно поле скорости частиц-трассеров;

2. Известно, что частицы имеют шаровую форму с известным радиусом, который остается постоянным;

3. Поток стационарный;

4. Для несущего газа тензор вязких напряжений прямо пропорционален тензору скоростей деформаций, при этом вязкость несущей среды зависит только от температуры и определяется формулой Сазерленда, газ считается идеальным;

5. Движение частицы подчинено известному уравнению Бассета-Буссинеска-Озеена;

6. Коэффициент сопротивления частицы описывается известными физико-математическими моделями [11, 12];

7. Обратным влиянием частиц на поток пренебрегается в силу малости их массовой и объемной концентраций;

Для перехода от поля скорости частиц к полю скорости несущего газа рассмотрим две соседние ячейки с номерами i и $i-1$, в которых известны скорости частиц $\vec{V}_p[i]$ и $\vec{V}_p[i]$ соответственно. Предполагая, что в невозмущенном потоке скорость частиц равна скорости несущего газа, будем считать, что в первых нескольких ячейках скорости газа известны и равна соответствующим значениям скорости частиц в этих ячейках.

Поскольку расстояние между ячейками $\triangle x = x[i]-x[i-1] << L$ – характерного размера расчетной области, будем считать, что скорость несущего газа постоянна по мере движения частицы от $x[i-1]$ до $x[i]$.

В i-й ячейке известны поля скорости газа и частицы. Другие характеристики газа (плотность, давление и темература) могут быть вычислены с помощью уравнений газодинамики. В $i+1$ ячейке известна только скорость частицы, а скорость и другие параметры газа будем подбирать таким образом, чтобы скорость частицы, расчитанная на "фоне"этого поля (и других характеристик) газа (зная скорость в i-й ячейке $\vec{V}_p[i]$) приобрела скорость $\vec{V}_p^F[i+1]$, равную экспериментальному значению скорости частицы в этой ячейке $\vec{V}_p$.

В невозмущенном потоке скорости частицы и газа совпадают, поскольку частицы в типичных экспериментах [4, 15, 16] успевают приобрести скорость газа, пройдя значительное расстояние. Обрабатывая поле скорости частиц в порядке возрастания номера ячейки, поскольку скорость газа в предыдущей (с номером $i-1$) известна, подберем скорость в ячейке i таким образом, при интегрировании уравнения движения частицы от $x[i-1]$ до $x[i]$ скорость частицы $\vec{V}_p^F$ в малой окрестности точки с координатой $x[i]$ принадлежала интервалу ($\vec{V}_p[i]-\epsilon, \vec{V}_p[i]+\epsilon$). Здесь $\epsilon << \vec{V}_p[i]$ – требуемая точность.

$\vec{V}_p^F(t=0) = \vec{V}_p[i]$;

$x_p^*(t=0) = x[i]$; $\frac{d\vec{V}_p^F}{dt} = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{a_p} \mid \vec{V}[i] - \vec{V}_p^F[i] \mid \left(\vec{V}[i] - \vec{V}_p^F[i]\right)$ Численные оценки для скачка уплотнения показали, что решение обратной задачи с помощью формулы [9] приводит к колоссальным погрешностям. В настоящей работе в отличие от работы [10] используется пошаговый алгоритм для каждой ячейки, что обеспечивает большую точность при решении обратной задачи.

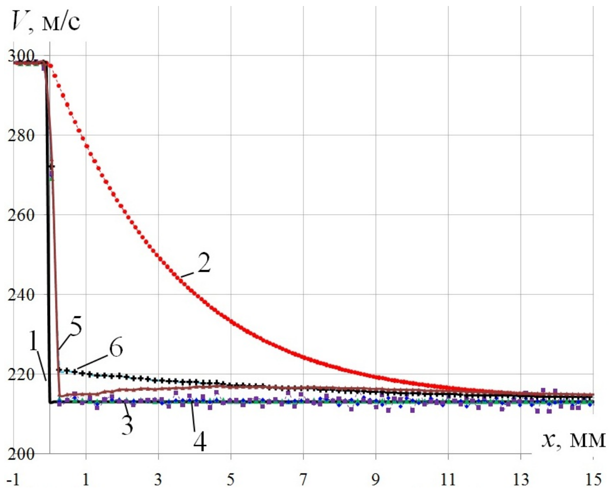

Рис. 2. Восстановление поля скорости несущего газа по полю скорости, полученному по изображениям частиц: 1 – поле скорости несущего газа: точное значение, 2 – поле скорости частиц в «эксперименте», 3 – поле скорости газа, полученное при обработке «экспериментальных» данных без погрешностей, 4 – обработка экспериментальных данных при погрешности определения скорости частицы 0.5 м/с, 5 – тоже при использовании формулы Стокса для коэффициента сопротивления, 6 – при ошибке определения размера частицы 7 процентов.

На рис. 2 показана реализация алгоритма обработки «экспериментальных» данных 2, полученных в результате решения прямой задачи: расчете координат и скорости частиц при их движении в газе. Видно влияние погрешности определения скорости и радиуса частиц на устойчивость решения обратной задачи. Параметры сверхзвукового потока соответствовали эксперименту [13].

Заметим, что описанный выше алгоритм может быть обобщен для решения нестационарных задач восстановления характеристик газовых потоков по анализу полей движущихся в нем частиц, а также для решения двух и трехмерных соответствующих задач. В этих случаях необходимо решать систему дифференциальных уравнений газовой динамики в частных производных для связи таких характеристик потока, как плотность, температура и давления со скоростью газа, которая подбирается таким образом, что рассчитанное по ней поле скорости дисперсной фазы двухфазного потока практически совпадает с экспериментальным соответствующем значением. Известно, что при диффузном отражении лазерного листа (используемого в PIV измерениях) от поверхности обтекаемых тел измерение скорости потока вблизи поверхности становится проблематичным. Для решения обратной задачи восстановления скорости потока вблизи обтекаемого тела (зная его форму и полученное методом PIV поле скорости на некотором расстоянии от поверхности твердого тела) может быть использован метод конечного элемента с соответствующими граничными условиями.

5. Обратная задача плоскостной лазерной нефелометрии

Информацию о поведении массового спектра частиц в аэрозольном потоке можно получить из анализа поведения в нем зондирующего излучения [2, 3]. Однако, для адекватной расшифровки и интерпретации результатов оптических измерений необходимо, в принципе, решать уравнение переноса излучения, учитывающее поглощение и рассеивание энергии света [4, 5, 7]. Данная математическая проблема относится к классу некорректно поставленных обратных задач [14]. Целью настоящего раздела в плане сопровождения экспериментов [4, 15, 16], связанных с визуализацией и измерением параметров двухфазного потока методом лазерной плоскости, является создание физико-математической модели переноса излучения в дисперсном потоке и разработка метода решения обратной оптической задачи с требуемой точностью. Рассмотрим зондирование лазерной плоскостью обтекания тела полидисперсным потоком. В случае монодисперсного потока алгоритм и численный метод решения обратной задачи описан в работе [5]. Будем считать, что выполнены следующие предположения:

1. Частицы имеют шаровую форму из известного материала, физические свойства частицы частицы известны и не зависят от ее радиуса;

2. Поглощение и рассеяние света частицей описывается известной теорией Ми [17];

3. Многократным рассеянием лучистой энергии пренебрегаем в силу малости отношения характерного размера к длине свободного пробега излучения. Ослабление излучения подчинено известному закону Бугера-Ламберта-Бера;

4. Рассеяние света на частицах когерентное, длина волны зондирующего излучения известна.

Интенсивность излучения $I_A^i(x, y)$ в каждой точке $A(x, y)$ плоскости $z = 0$ лазерной плоскости (рис. 3) пропорциональна счетной (числовой) концентрации частиц $n(x, y, 0)$ в малой окрестности этой точки, толщине плоскости h, а также коэффициенту рассеивания излучения при заданной длине волны. Здесь индекс i номер сорта частиц, Q_{sca} – коэффициент рассеяния лучистой энергии, зависящий от размера частицы, длины волны излучения и электромагнитных свойств материала частицы. В произвольной точке пространства энергия рассеянного излучения в направлении угла θ будет определяться суммарным вкладом рассеяния каждой группой частиц:

$$I_i(\theta) = n_i Q_{sca}(a_i, \theta)\pi a_i^2 h I_0 = \frac{\rho_i}{\rho_p \frac{4}{3}\pi a_i^3} Q_{sca}(a_i, \theta)\pi a_i^2 h I_0 = \frac{3\rho_i h}{\rho_p 4 a_i} Q_{sca}(a_i, \theta) I_0$$

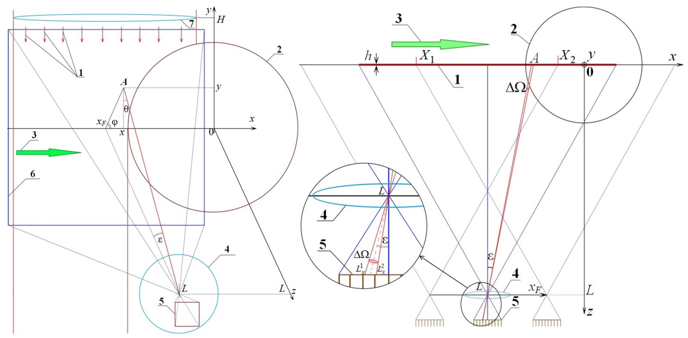

Рис. 3. Направление зондирующего излучения в плоскости лазерной плоскости, 2 – обтекаемое тело, 3 – направление дисперсного потока, 4 – объектив фотоприемника, 5– светочувствительная матрица, 6 – фотографируемая область, оптическая схема построителя лазерной плсокости

Здесь ρ_i – массовая концентрация частиц, ρ_p – плотность материала частиц.

Таким образом, интенсивность рассеянного в напавлении θ излучения будет равна

$\sum_{i=1}^{i_{max}} I_i(\theta) = \frac{3hI_0}{4\rho_p} \sum_{i=1}^{i_{max}} \frac{\rho_i}{a_i} Q_{sca}(a_i,\theta)$,

или

$\sum_{i=1}^{i_{max}} \frac{\rho_i}{a_i} Q_{sca}(a_i,\theta) = \frac{4\rho_p}{3hI_0} I_j(\theta_j)$.

Последнее представляет собой систему линейных j уравнений, которая решается известным методом Гаусса.

Таким образом, задача определения распределения концентрации частиц и капель в дисперсном потоке по размерам может быть решена путем измерения под разными углами интенсивности рассеянного дисперсной фазой излучения.

$\sum_{i=1}^{i_{max}} I_i(\theta) = \frac{3h}{4\rho_p} I_0(y) \sum_{i=1}^{i_{max}} \frac{\rho_i}{a_i} Q_{sca}(a_i,\theta)$.

Интенсивность излучения в точке с координатой у ославила в результате поглощения и рассеяния света частицами по мере его проникновения и прохождения пути от точки с координатой H до точки с координатой y. В связи с низкой концентрацией частиц аэрозоля, пренебрегая многократным рассеянием лучистой энергии, используя известный закон ослабления Бугера–Ламберта–Бэра, получим выражение для $I_0(y)$:

$I_0(y) = I_0 \exp\left(-\frac{3h}{4\rho_p} \int_y^H \left(\sum_{i=1}^{i_{max}} \frac{\rho_i(\eta)}{a_i} Q_{ext}(a_i,\theta)\right) d\eta\right)$.

Таким образом, интенсивность рассеянного частицами излучения в направлении угла θ равна:

$I_0(y,\theta) = \frac{3h}{4\rho_p} I_0 \exp\left(-\frac{3}{4\rho_p} \int_y^H \left(\sum_{i=1}^{i_{max}} \frac{\rho_i(\eta)}{a_i} Q_{sca}(a_i,\theta)\right) d\eta\right) \cdot \sum_{i=1}^{i_{max}} \frac{\rho_i(y)}{a_i} Q_{sca}(a_i,\theta)$.

Измеряя интенсивность рассеянного частицами излучения под разными углами получим систему нелинейных алгебраических уравнений для определения распределения массовой концентрации частиц по их размерам. Каждая точка плоскости лазерного листа взаимно-однозначно отображается на фотоснимке. При решении обратной задачи проблемы учета ослабления зондирующего излучения в лазерной плоскости, а также ослабления рассеянного частицами излучения на пути от лазерной плоскости до объектива фотоприемника предполагается решить с помощью разработанного ранее алгоритма [5], успешно примененного для плоскостной лазерной нефелометрии монодисперсного аэрозольного потока. Учитывая бугеровское ослабление рассеянное зондирующее излучение, фотоприемник зарегистрирует следующий оптический сигнал:

$I_F(y,\theta) = I_F(y,\theta)\exp\left(-\frac{3}{4\rho_p}\int_0^S\left(\sum_{i=1}^{i_{max}}\frac{\rho_i(s)}{a_i}Q_{sca}(a_i)\right)ds\right)$.

Здесь где s – путь, пройденный светом от точки, принадлежащей лазерной плоскости $A(x,y,0)$, до точки $L(x_F,y_F,L)$ – центра фотоприемника с соответствующими координатами (см. рис. 3) На рис. 3 изображены 1 – лазерная плоскость, 2 – обтекаемое тело, 3 – направление излучения, 4 – линза фотоприемника, 5 – светочувствительная матрица фотоприемника: изображение объекта. Весь путь от точки A до точки L определяется выражением . Концентрация частиц при интегровании вдоль пути s определяется следующим выражением $n(s) = n(\xi(s),\eta(s),\zeta(s))$. Входящие в него величины находятся из геометрии рис. 3: $\xi(s) = s\sin\epsilon\cos\varphi$, $\eta(s) = s\sin\epsilon\sin\varphi$, $\zeta(s) = s\cos\epsilon$. Из геометрии (рис.3) также находим входящие в них углы: $tan\epsilon = \sqrt{(x-x_F)^2+(y-y_F)^2}/L$, $\tan\varphi = (y-y_F)/(x-x_F)$.

6. Устройство построителя лазерной плоскости

Создание лазерной плоскости в виде потока параллельных лучей, а не расходящегося веера [2, 4] позволяет существенно упростить алгоритмы обработки изображений и повысить точность плоскостной лазерной нефелометрии. Использование параллельного потока лучей в лазерной плоскости использовался ранее в [3] с помощью оптической системы, состоящей из 4-х линз. В настоящей работе предлагается создавать лазерную плоскость с помощью двух линз и диафрагмы.Собирающая линза, напоминающая по форме шаровой сегмент имеет форму точно такую, чтобы лазерный веер, образовавшийся в результате прохождения лазерного пучка через цилиндрическую линзу спрямился в поток параллельных лучей - лазерную плоскость постоянных ширины и толщины, ее длина уходит в бесконечность. На рис. 4 приведена чертеж-схема системы линз с диафрагмой Для создания лазерной плоскости постоянной толщины предлагается сделать линзу, форма которой напоминает шаровой сегмент, с переменным радиусом кривизны. При этом цилиндрическая рассеивающая линза имеет постоянный радиус кривизны r.

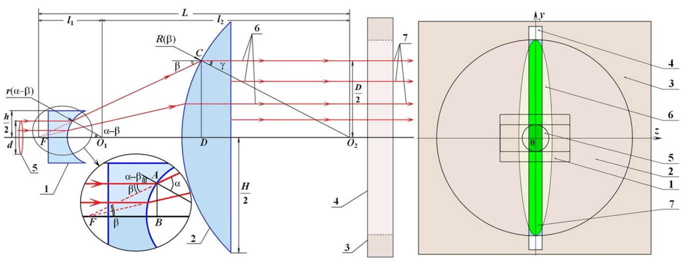

Рис. 4. 1 – цилиндрическая линза, 2 – линза в форме квазишарового сегмента, 3 – диафрагма, 4 – щель, 5 – пучок излучения, 6 – пучек прямых лучей, 7 – лазерная плоскость прямых лучей.

Запишем закон геометрической оптики для двух линз: $\frac{\sin\alpha}{\sin(\alpha-\beta)} = n_\lambda$; $\frac{\sin(\beta+\gamma)}{\sin\gamma} = m_\lambda$

Здесь n_λ и m_λ – показатели преломления материалов, из которых сделаны первая и вторая линзы соответственно. Максимальные значения углов α и β определяются диаметром входного лазерного луча d: и радиусом кривизны r первой (цилиндрической) линзы:

$\alpha_{max} = \arcsin\frac{n_\lambda d}{2r}$; $\beta_{max} = \arcsin\frac{n_\lambda d}{2r} - \arcsin\frac{d}{2r}$;

Пройдя сквозь цилиндрическую вогнутую линзу 1 (см. рис. 4) пучок лазерного излучения преобразуется в расходящуюся световую плоскость. Эта расходящаяся плоскость (веер) преобразуется в плоскопарраллельную лазерную плоскость после прохождения сквозь большую линзу в форме квазишарового сегмента.

$$R(\gamma_{max})\sin\gamma_{max} = \frac{D}{2} \tag{3}$$

$O_2D + FD - O_1F = O_2D + FD - [O_1B + FB] = O_1O_2 = L,$
или

$$R(\gamma)\cos\gamma + \frac{R(\gamma)\sin\gamma}{\tan\beta} - r\cos(\alpha-\beta) + \frac{r\sin(\alpha-\beta)}{\tan\beta} = L \tag{4}$$

Здесь углы α и β зависят от угла γ:
$\beta(\gamma) = \arcsin(m_\lambda \sin\gamma) - \gamma;\ \alpha(\gamma) = \arctan(\frac{\sin\beta(\gamma}{\cos\beta(\gamma)-n_\lambda});$

Величину L находим исходя из диаметра входного пучка d и ширины лазерной плоскости D: $R(\gamma_{max} = \frac{D}{2\sin\gamma_{max}} = \frac{D\sqrt{1+m_\lambda^2-2m_\lambda\cos\beta_{max}}}{2\sin\beta_{max}}$
$\tan\gamma_{max} = \frac{\sin\beta_{max}}{m_\lambda-\cos\beta_{max}};$
$\sin\gamma_{max} = \frac{\sin\beta_{max}}{\sqrt{1+m_\lambda^2-2m_\lambda\cos\beta_{max}}};\ \cos\gamma_{max} = \frac{m_\lambda-\cos\beta_{max}}{\sqrt{1+m_\lambda^2-2m_\lambda\cos\beta_{max}}};$
$L = R(\gamma_{max})\left(\cos\gamma_{max} + \frac{\sin\gamma_{max}}{\tan\beta_{max}}\right) - r\left(\cos(\alpha_{max}-\beta_{max}) + \frac{\sin(\alpha_{max}-\beta_{max})}{\tan\beta_{max}}\right);$
или
$L = \frac{m_\lambda\sqrt{1+m_\lambda^2-2m_\lambda\cos\beta_{max}}}{2\sin\beta_{max}} - r\left(\cos(\alpha_{max}-\beta_{max}) + \frac{\sin(\alpha_{max}-\beta_{max})}{\tan\beta_{max}}\right).$

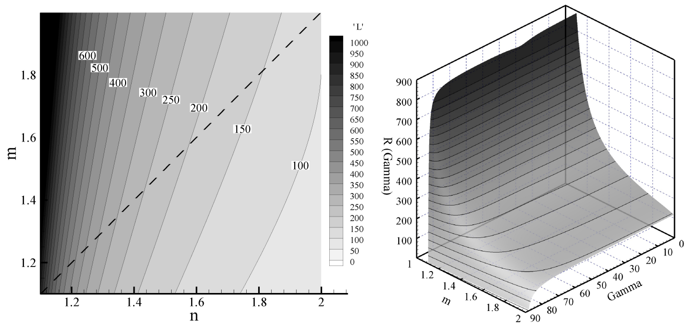

Рис. 5. Слева: Зависимость расстояния между линз от их показателей преломления; Справа: зависимость радиуса кривизны большой собирающей линзы от показателя преломления стекла и угла γ.

Таким образом, L зависит только от требуемой ширины D лазерной плоскости и показателей преломления линз n_λ и m_λ. На рис. 5. слева показана зависимость значений длины L от показателей преломления материала линз. А радиус кривизны R выражается следующей формулой:

$$R(\gamma) = \frac{L + r\left(\cos(\alpha(\gamma)) - \beta(\gamma)) + \frac{\sin(\alpha(\gamma)-\beta(\gamma))}{\tan\beta(\gamma)}\right)}{\cos\gamma + \frac{sin\gamma}{\tan\beta(\gamma)}}$$

На рис. 5 справа приведена зависимость радиуса кривизны второй линзы $R(\gamma)$ при различных значениях показателя преломления материала, из которого изготовлены линзы $n_\lambda = 1.1 \div 2.0$ Поток параллельных лучей, полученный при прохождении света через линзу 2, имеет эллипса в плоском сечении (рис. 4). Для создания плоского лазерного листа (рис. 4. 7) этот эллипс нужно «обрезать» пропустив его через диафрагму (рис. 4. 5) с щелью (рис. 4. 6). Меняя ширину щели, можно подобрать оптимальную толщину плоскости лазерной плоскости для эффективного оптического зондирования многофазных потоков.

7. Заключение

Предложены новый критерии скоростной неравновесности областей дисперсного потока. Показаны области параметров скоростной неравновесности дисперсного потока. Разработан алгоритм решения обратной задачи восстановления параметров потока по скорости движения в нем частиц – алгоритм перехода от скорости частиц дисперсного потока к скорости и другим параметрам несущей фазы. Разработан алгоритм решения обратной задачи плоскостной лазерной нефелометрии, заключающейся в определении распределения концентрации частиц и капель по их размерам в пространстве вблизи обтекаемого тела. Предложена новая оптическая система линз с диафрагмой для создания плоскопараллельной лазерной плоскости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 13–01–00766.

Summary

I.A. Amelysuhkin

Physical aspects of nonintrusive diagnostics of two phase flows via optical methods.

A new criteria of a two phase flow velocity non-equilibrium was proposed. Regions in a space of two phase flow parameters with different rates of velocity non-equilibrium were found. A new algorithm was developed in order to determine carrying fluid fields of parameters of the two phase flow via processing particle velocity field. A mathematical model of probing radiation behavior near a circumfluent body was developed. A novel method of the inverse problem solution was developed in order to obtain particulate mass concentration size distribution in a space near a circumfluent body. A novel device was proposed in order to form a parallel laser sheet plane.

Key words: (two phase flow, velocity non-equilibrium, inverse problems, stability of the solution, light adsorbtion and scattering by particles, laser plane)

Литература

1. *Гродзовский Г.Л.* Лазерное доплеровское измерение скорости потоков жидкости и газов. – М.: ОНТИ ЦАГИ, 1976. – 420 с.

2. *Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhans J.* Particle Image Velocimetry. A Practical Guide. Second Edition. // Springer-Verlag Berlin Heidelberg. – 2007. – 448 p.

3. *Findeisen J., Gnirs M., Damaschke N., Schiffer H.P., Tropea C.* 2D – Concentration Measurements Based on Mie Scattering using a Commercial PIV system // 6th International Symposium on Particle Image Velocimetry Pasadena, California, USA, September 21-23, 2005. – PIV'05 Paper.

4. *Amelyushkin I.A., Stasenko A.L., Vasilevsky E.B.* Optical investigation of the particulate concentration distribution upon a blunted body in a multiphase flow // Proceedings from the 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (8PSFVIP). – August 21th–25th. – 2011. Paper 077. – MSU, Moscow.

5. *Амелюшкин И.А.* Оптика зондирования осесимметричного обтекания тел монодисперсным аэрозольным потоком // Вестник СПбГУ. - 2013. – Сер 1: Математика, механика, астрономия, Вып. 1. – С. 120–129.

6. *Миллер А.Б., Моллесон Г.В., Стасенко А.Л.* Механика и оптика сверхзвукового молекулярного потока около освещаемой сферы // Ученые записки ЦАГИ. – 2007. — Т. XXXVIII, № 3-4 — С. 92–101.

7. *Жохов В.А., Стасенко А.Л., Чеховский В.Ф.* Динамика переохлажденных капель в невозмущенном потоке и за скачком уплотнения // Изв. Академии Наук СССР. – Энергетика и транспорт. № 1– 1981. – С. 141–148.

8. *Моллесон Г.В., Стасенко А.Л.* Газотермодинамикаи оптика сжатого слоя у тела в монодисперсной сверхзвуковой струе // ТВТ. 2012. – Т. 50, № 5. – С. 810—819.

9. *Бойко В.М., Пивоваров А.А., Поплавский С.В.*Измерение скорости газа в высокоградиентном потоке по скорости трассирующих частиц // ФГВ, 2013. Т. 49, № 5. – С. 47–54.

10. *Shunsuke Koike, Takeshi Tamura, Goro Masuya* Influence of Drag Coefficients and Velocity Fluctuation on PIV Correction Method // AIAA 2009-75 Copyright ©AIAA PIV47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition: 5 - 8 January 2009, Orlando, Florida. – P. 1–17.

11. *Стасенко А.Л.* Физическая механика многофазных потоков. – М.: МФТИ, 2004. – 136 с.

12. *Henderson C. B.* Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA J., 1976. V. 14, No 6. – P. 707–708.

13. *Tedeschi G., Gouin H., Elena M.* Motion of tracer particles in supersonic flows // Exp. Fluids, 1999, V. 26. – P. 288–296.

14. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач / М.: Наука. Гл. ред. физ. – мат. лит., 1986. –288 с.

15. *Кудин О.К., Нестеров Ю.Н., Токарев О.Д., Флаксман Я.Ш.*Экспериментальное исследование натекания высокотемпературногй струи запыленного газа на преграду // Ученые записки ЦАГИ, 2013, т. XLIV, № 6. – С. 105–115.

16. *Бойнович Л.Б., Домантовский А.Г., Емельяненко А.М., Миллер А.Б., Потапов Ю.Ф., Ходан А.Н.* Противообледенительные свойства супергидрофобных покрытий из алюминия и нержавеющей стали // Изв. РАН., Сер. Химическая, 2013, № 2 – С. 383–390.

17. *G. Mie* Beiträge zür trüber Optik Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // Ann. Phys., 1908, B. 25. S. 377–445.

Сведения о каждом из авторов статьи

Амелюшкин, Иван и Алексеевич – Аспирант, младший научный сотрудник Центрального аэрогидродинамического института им. проф. Н.Е. Жуковского

E-mail: *Amelyushkin_Ivan@mail.ru*